

## СОБСТВЕННЫЕ И ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВИБРАТОРОВ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Задача расчета собственных и взаимных сопротивлений вибраторных антенн является классической. Ее решение получено многими авторами, различными методами; результаты решений в виде графиков и таблиц включены в учебники и монографии по антеннам. Большинство результатов получено для случая расположения антенн в свободном пространстве. В связи с большим интересом специалистов к проблемам диагностики сред и СВЧ-интраскопии представляет интерес рассчитать сопротивления антенн, находящихся в неоднородных средах.

### 1. Постановка и решение задачи

Геометрия задачи представлена на рис. 1.

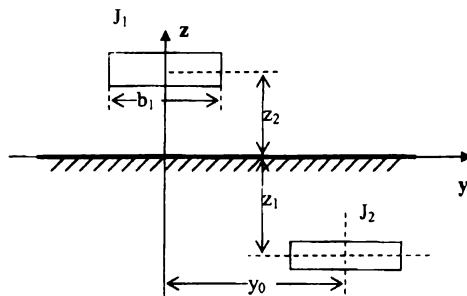


Рис. 1. Геометрия задачи

Поверхностная плотность токов на вибраторах:

$$\bar{J}_1 = \frac{1}{a_1} \cos\left(\frac{\pi}{b_1} y\right) \delta(z - z_2) \bar{a}_y, \quad (1)$$

$$\bar{J}_2 = \frac{1}{a_2} \cos\left(\frac{\pi}{b_2} y\right) \delta(z - z_1) \bar{a}_y,$$

где  $a$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  – размеры 1-го и 2-го вибраторов по координатам  $x$  и  $y$  соответственно,

$y_0, z_1, z_2$  ( $z_1 + z_2 = d$ ) – определяют взаимное расположение антенн,

$\bar{a}_y$  – единичный вектор прямоугольной системы координат.

Взаимное сопротивление антенн определяется в соответствии с методом наводимых ЭДС:

$$Z_{12} = \iint_{S_1 S_2} \bar{J}_1(\vec{r}) \bar{\Gamma}_{11}(\vec{r}, \vec{r}') \bar{J}_2(\vec{r}') dS dS', \quad (2)$$

где  $\bar{\Gamma}_{11}(\vec{r}, \vec{r}')$  – тензорная функция Грина задачи,

$S, S'$  - площади распределения токов (например для 1-го вибратора  $-\frac{b}{2} \leq y \leq \frac{b}{2}, -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}$ ).

С учетом ориентации токов из тензорной функции Грина  $\bar{\Gamma}_{11}(\vec{r}, \vec{r}')$  выделяется одна компонента:

$$\bar{\Gamma}_{11,yy}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{jW_0 k_0}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_i^2} \left( \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 g(z, z')}{\partial z \partial z'} \frac{\partial^2}{\partial y \partial y'} + f(z, z') \frac{\partial^2}{\partial x \partial x'} \right) e^{-j\xi(x-x')} e^{-j\eta(y-y')} d\xi d\eta, \quad (3)$$

где  $g(z, z'), f(z, z')$  - характеристические части функции Грина задачи, которые учитывают наличие неоднородностей среды.

Интегрирование в (2) по площади распределения токов приводит к:

$$Z_{12} = j \frac{W_0 k_0}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin(\frac{\xi a}{2})}{\frac{\xi a}{2}} \right]^2 \left[ \frac{2b_1}{\pi} \frac{\cos(\frac{\eta b_1}{2})}{1 - (\frac{\eta b_1}{\pi})^2} \right] \left[ \frac{2b_2}{\pi} \frac{\cos(\frac{\eta b_2}{2})}{1 - (\frac{\eta b_2}{\pi})^2} \right] \times \cos(\eta y_0) \left[ \frac{\eta^2}{k_0^2} \frac{\partial^2 g(z, z')}{\partial z \partial z'} + \xi^2 f(z, z') \right] \frac{1}{k_i^2} d\xi d\eta. \quad (4)$$

С целью сокращения машинного времени при расчетах были произведены некоторые преобразования в (4):

$$Z_{12} = j \frac{W_0 k_0}{4\pi^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[ \frac{\sin(\frac{a k_0 \alpha \cos \varphi}{2})}{\frac{a k_0 \alpha \cos \varphi}{2}} \right]^2 \left[ \frac{2b_1}{\pi} \frac{\cos(\frac{b_1 k_0 \alpha \sin \varphi}{2})}{1 - (\frac{b_1 k_0 \alpha \sin \varphi}{\pi})^2} \right] \left[ \frac{2b_2}{\pi} \frac{\cos(\frac{b_2 k_0 \alpha \sin \varphi}{2})}{1 - (\frac{b_2 k_0 \alpha \sin \varphi}{\pi})^2} \right] \cos(k_0 y_0 \alpha \sin \varphi) \cdot \left[ \sin^2 \varphi \frac{[\gamma_2 \sin(\gamma_2 d) + j \gamma_1 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cos(\gamma_2 d)](j \gamma_2 e^{-\gamma_1 d})}{j(\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} + \frac{\gamma_2}{\epsilon_2})} + (\cos(\gamma_2 d) + j \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \sin(\gamma_2 d)) e^{-\gamma_1 d} \right] d\varphi d\alpha,$$

где  $\gamma_1 = k_1 \sqrt{1 - \alpha^2}, \gamma_2 = k_2 \sqrt{1 - \alpha^2}$ .

$Z_{12}$  является комплексной функцией. Полученное выражение разделяется на действительную и мнимую часть  $R_{12}$  и  $X_{12}$ . Если среды без потерь, то  $R_{12}$  получается при интегрировании по переменной  $\alpha$  от 0 до 1 и реактивная часть  $X_{12}$  при интегрировании от 0 до  $\infty$ . Подынтегральное выражение не содержит особых точек. Если одна из сред обладает потерями, то вклад в  $R_{12}$  и  $X_{12}$  происходит при интегрировании по  $\alpha$  во всем интервале от 0 до  $\infty$ . При интегрировании по  $\alpha$  интеграл сходится при стремлении  $\alpha$  к  $\infty$ .

При геометрическом совмещении 1-го и 2-го вибраторов из общего выражения (2) получается значение полного собственного сопротивления вибратора.

## 2. Численные результаты

С целью проверки программы были произведены поверочные расчеты взаимных сопротивлений полуволновых вибраторов ( $b_1 = b_2 = \lambda/2$ ) при нескольких вариантах расположения антенн в свободном пространстве.

На рис. 2 приведены графики  $R_{12}$  и  $X_{12}$  для параллельных вибраторов при изменении взаимного расположения  $y_0$ .

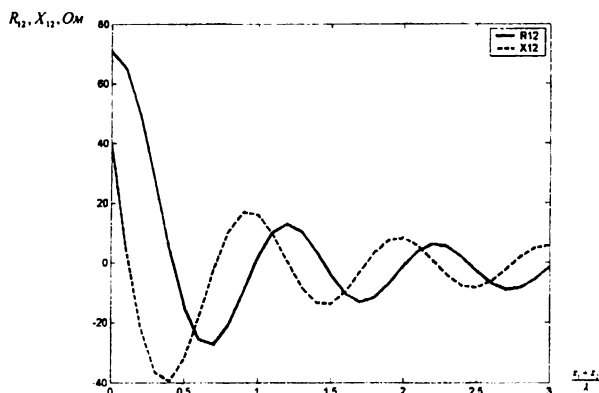


Рис. 2. Взаимное сопротивление параллельных антенн

На рис. 3 приведены графики  $R_{12}$  и  $X_{12}$  для случая коллинеарных вибраторов.

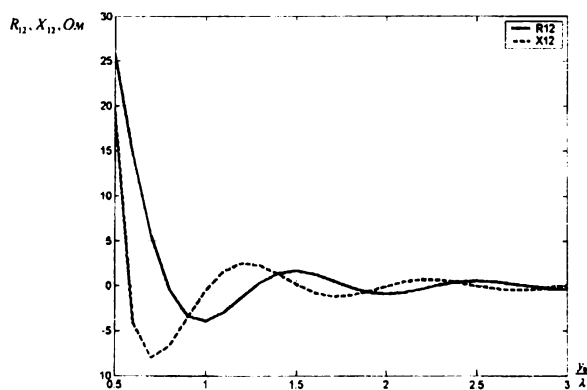


Рис. 3. Взаимное сопротивление коллинеарных вибраторов

График при разноте меньшем 0.5 не имеет физического смысла, т.к. вибраторы накладываются друг на друга.

На рис. 4 приведены графики  $R_{12}$  и  $X_{12}$ , построенные для среды с потерями.

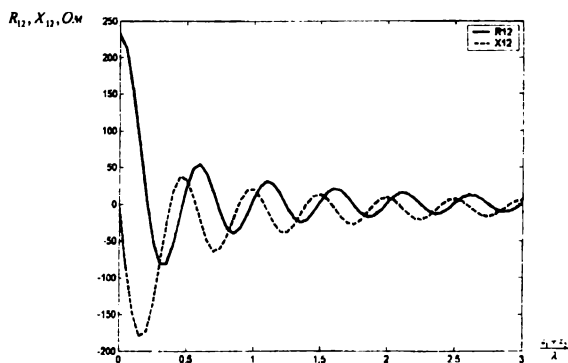


Рис. 4. Взаимное сопротивление для среды с потерями ( $ig(\delta) = 0.01, \epsilon = 4$ )

### 3. Заключение

При получении численных результатов использовались стандартные программы численного интегрирования. Программа расчета была составлена с использованием пакета Matlab. Характеристические части функций Грина  $g(z, z'), f(z, z')$  могут быть записаны для произвольного количества слоев подстилающей поверхности. В настоящее время для некоторых частных случаев составляется программа расчетов и идет ее отладка.